

Безызлучательная рекомбинация на мелкие связанные состояния в размерно-ограниченных системах в электрическом поле

© Э.П. Синявский, А.М. Русанов

Институт прикладной физики Академии наук Молдавии,
2028-MD Кишинев, Молдавия

(Получена 3 ноября 1997 г. Принята к печати 30 июня 1998 г.)

Исследована однофононная рекомбинация носителей на мелкие примесные состояния в параболических квантовых ямах в продольном электрическом поле. Показано, что в размерно-ограниченных системах процессы однофононной рекомбинации происходят более активно, чем в объемном материале. Обсуждается возможность электроиндуцированного одноквантового перехода, возникающего в размерно-ограниченной системе.

1. В легированных размерно-ограниченных системах (квантовые пленки, одиночные квантовые ямы) возникновение в разрешенной зоне резонансных состояний [1], существование размерно-индуцированных связанных состояний [2, 3] (связанные состояния, которые отсутствуют в объемном материале) могут заметным образом влиять на кинетические явления.

Если электрическое поле напряженностью F направлено вдоль оси пространственного квантования, то для параболических квантовых ям (ПКЯ) энергия зонного электрона определяется соотношением [4]

$$E_{nk_{\perp}} = \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m} + \hbar\omega(n + \frac{1}{2}) - \Delta, \quad (1)$$

$\hbar\omega$ — энергия пространственного квантования: если E_c — глубина квантовой ямы (КЯ) шириной d , то $\hbar\omega = [8\hbar^2 E_c / md^2]^{1/2}$; $\hbar k_{\perp}$ — квазиимпульс электрона массы m в плоскости, перпендикулярной оси пространственного квантования; $\Delta = e^2 F^2 / 2m\omega^2$. Как непосредственно следует из (1), постоянное электрическое поле только смещает энергию носителей в область запрещенных значений, поэтому эффекты разогрева носителей не возникают.

Современная технология с применением компьютерного контроля за затвором молекулярных пучков позволяет получать различные профили потенциала КЯ. Госсардом [5] впервые получена искусственная ПКЯ в размерно-ограниченной системе GaAs/Al_xGa_{1-x}As. В [6] созданы высококачественные ПКЯ в системе Al_xGa_{1-x}As/GaAs, в которых отчетливо наблюдались оптические переходы с высоких уровней размерного квантования при $d = 4500 \text{ \AA}$. Эквидистантные уровни размерного квантования возникают при достаточно широких ПКЯ, что делает такие системы перспективными для применения в оптоэлектронных приборах. Для параметров ПКЯ GaAs/Al_xGa_{1-x}As $E_c = 0.255 \text{ эВ}$, $m = 0.06m_0$ при $d = 3 \cdot 10^3 \text{ \AA}$ $\hbar\omega = 4.6 \text{ мэВ}$.

Из вида потенциальной энергии электрона $U(z) = (m\omega^2/2)z^2 - eFz$ следует, что минимум потенциала ПКЯ в продольном электрическом поле смещается в направлении, противоположном F , (смещение $d_0 = eF/m\omega^2$) и опускается на величину Δ .

Именно такое поведение потенциала ПКЯ во внешнем поле влияет на процессы безызлучательного захвата носителей в размерно-ограниченных системах. Если примесь расположена в центре КЯ, то с ростом F перекрытие волновых функций зонных электронов и связанных состояний уменьшается, что приводит к уменьшению скорости рекомбинации. Если же с увеличением F минимум потенциальной энергии приближается к локальному центру, увеличение интеграла перекрытия волновых функций свободного и связанного состояний обеспечивает рост темпа рекомбинации. Таким образом, в размерно-ограниченных системах постоянное электрическое поле может заметным образом влиять на процессы безызлучательного захвата свободных носителей.

В настоящей работе исследуются особенности однофононного захвата носителей на мелкие примесные состояния в ПКЯ в продольном электрическом поле. Подробно обсуждается влияние рассеянных волн на время безызлучательной рекомбинации.

2. В модели потенциала нулевого радиуса волновая функция $\Psi_s(\mathbf{r})$ и энергия связанного состояния E ПКЯ в присутствии продольного электрического поля известны [4]. В частности, если E_0 — энергия связи в отсутствие электрического поля в объемном материале, то при $E_0/\hbar\omega \gg 1$

$$E = -E_0 - \frac{\hbar\omega}{2} + \hbar\omega \frac{\xi^2}{2}; \quad \xi^2 = \frac{m\omega}{\hbar}(z_0 + d_0)^2. \quad (2)$$

Примесь расположена в точке с координатами $\mathbf{r}_0(0, 0, z_0)$.

Волновая функция для зонного электрона находится из уравнения Липпмана–Швингера и в модели потенциала нулевого радиуса [7] описывается соотношением

$$\Psi_{nk_{\perp}}(\mathbf{r}) = \Psi_{nk_{\perp}}^{(0)}(\mathbf{r}) + \frac{V_0 \tilde{\Psi}_{nk_{\perp}}^{(0)}(z_0)}{1 - V_0 \tilde{G}_{nk_{\perp}}(z_0; z_0)} G_{nk_{\perp}}(\mathbf{r}, z_0), \quad (3)$$

$$\tilde{A}(z_0; z_0) = \left[1 + x \frac{\partial}{\partial x} + y \frac{\partial}{\partial y} + (z - z_0) \frac{\partial}{\partial z} \right] A(\mathbf{r}, z_0) \Big|_{x=y=0, z=z_0}$$

V_0 — мощность потенциальной ямы, связанная с E_0 . Второе слагаемое в (3) возникает из-за учета рассеянных

волн, которое, как будет показано далее, определяет величину и температурную зависимость времени одно-фононной рекомбинации.

Для ПКЯ в продольном электрическом поле

$$\Psi_{nk_{\perp}}^{(0)}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{L_x L_y}} \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^{1/4} \frac{e^{i(\mathbf{k}_{\perp} \cdot \boldsymbol{\rho})}}{\sqrt{2^n n!}} \times \exp\left\{-\frac{\lambda}{2}(z+d_0)^2\right\} H_n\left[\frac{\lambda}{2}(z+d_0)\right]. \quad (4)$$

Здесь обозначено: $\lambda = m\omega/\hbar$; $(\mathbf{k}_{\perp} \cdot \boldsymbol{\rho}) = k_x x + k_y y$; $H_n(z)$ — полиномы Эрмита. $G_{nk_{\perp}}(\mathbf{r}, z_0)$ — функция Грина,

$$G_{nk_{\perp}}(\mathbf{r}, z_0) = \sum_{\nu, \mathbf{p}_{\perp}} \frac{\Psi_{\nu \mathbf{p}_{\perp}}^{(0)}(\mathbf{r}) \Psi_{\nu \mathbf{p}_{\perp}}^{(0)*}(z_0)}{E_{\nu \mathbf{p}_{\perp}} - E_{nk_{\perp}} + i\delta}, \quad \delta \rightarrow +0,$$

L_x, L_y — размеры КЯ вдоль осей Ox, Oy соответственно. Дальнейшие расчеты проведем при выполнении следующих неравенств:

$$\frac{eFd}{8E_c} \ll 1, \quad \sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}} \frac{d}{2} > 1, \quad \frac{e^2 F^2 d^2}{E_c} < E.$$

Первое неравенство означает, что рассматриваются значения напряженности электрического поля, при которых в смещенном квадратичном потенциале КЯ сохраняется много размерно-квантованных уровней. Выполнение второго неравенства позволяет использовать в дальнейших расчетах волновые функции квантового осциллятора в постоянном электрическом поле. Последнее неравенство означает, что процессы туннелирования электрона из связанного состояния в непрерывный спектр во внешнем поле отсутствуют. Расчет матричного элемента

$$M_{s, \mathbf{k}_{\perp} n} = \int \Psi_s^*(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} \Psi_{nk_{\perp}}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$$

(\mathbf{q} — волновой вектор фонона) проведем для случая низких температур, когда электроны находятся в нижней размерно-квантованной зоне проводимости ($n = 0$). Если толщина КЯ такова, что $E/\hbar\omega \gg 1$, то

$$\begin{aligned} |M_{s, \mathbf{k}0}|^2 &\cong \frac{1}{L_x L_y} \left(\frac{2}{\varepsilon_0} \frac{\hbar}{m\omega} \sqrt{\frac{2\pi}{\varepsilon_0}}\right) e^{-\xi^2} \\ &\times \frac{[1 - \sqrt{1 + (qa_0)^2}]^2}{[1 + (qa_0)^2]^2 |1 - V_0 \tilde{G}_{\mathbf{k}_{\perp}0}(z_0, z_0)|^2}, \quad (5) \\ E_0 &= \frac{\hbar^2}{2ma_0^2}; \quad \varepsilon_0 = \frac{E_0}{\hbar\omega} + \frac{1}{2}. \end{aligned}$$

Расчет функции Грина $\tilde{G}_{\varepsilon}(z_0, z_0)$ проводится обычным образом [7]. В результате получаем ($\varepsilon < 1$)

$$\begin{aligned} 1 - V_0 \tilde{G}_{\varepsilon}(z_0, z_0) &= 1 + \left(\frac{\hbar\omega}{2\pi E_0}\right)^{1/2} \left\{ I_0(\xi) - \sqrt{2\pi(1-\varepsilon)} \right. \\ &\left. + \exp(-\xi^2) \ln \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} + i\pi \exp(-\xi^2) \right\}, \quad (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} I_0(\xi) &= \int_0^{\infty} \frac{d\tau}{\tau} e^{\tau\varepsilon} \left\{ \frac{\exp[2\xi^2/(e^{\tau} + 1)]}{\sqrt{1 - e^{-2\tau}}} - 1 \right. \\ &\left. - e^{-\tau} \left[\frac{\exp(\xi^2)}{\sqrt{2\tau}} - 1 \right] \right\} \exp(-\xi^2). \end{aligned}$$

Те значения ε ($\varepsilon = \hbar k_{\perp}^2/2m\omega$), при которых реальная часть (6) обращается в нуль, определяют размерно-примесные состояния (РПС). Если же при этом мнимая часть (6) значительно меньше единицы, то РПС оказывают заметное влияние на процессы безызлучательной рекомбинации.

3. Рассмотрим переход электрона из зоны проводимости на локальное состояние с излучением акустического фонона с энергией $\hbar\omega_q = \hbar v$ (v — скорость звука в полупроводниковом материале). С учетом (5), при выполнении естественного неравенства $m v^2/E_0 \ll 1$, получаем следующее выражение для времени безызлучательного захвата:

$$\frac{1}{\tau_{ak}} = \frac{1}{\tau_{ak}^0} F_a(\xi, \beta\hbar\omega) \frac{4}{\pi^2} \left[\frac{\hbar\omega}{E_d}\right]^{1/2}; \quad (7)$$

$$\frac{1}{\tau_{ak}^0} \cong \frac{\pi^2 n_s E_1^2}{2m\rho v^3 a_0};$$

$$F_a(\xi, \beta\hbar\omega) = \exp(-\xi^2) \int_0^{\infty} \frac{e^{-\hbar\omega\beta\tau} \hbar\omega\beta}{|1 - V_0 \tilde{G}_{\tau}(z_0, z_0)|^2} d\tau;$$

$$E_d = \hbar^2/md^2,$$

n_s — концентрация локальных центров, E_1 — константа деформационного потенциала, ρ — плотность кристалла, $\beta = 1/k_0 T$, T — абсолютная температура, $\tau_{ak}^{(0)}$ — время жизни для случая объемного материала [8]. Зависимость

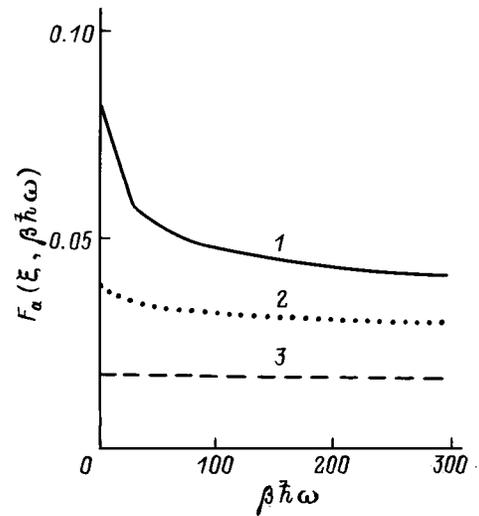


Рис. 1. Температурная зависимость вероятности однофононного перехода (в относительных единицах) электрона на мелкие примеси с излучением акустического фонона. 1, 2, 3 соответствуют $\xi^2 = 0, 1, 2$.

$F_a(\xi, \beta\hbar\omega)$ от температуры при различных значениях ξ^2 приведена на рис. 1. Кривые 1, 2, 3 получены соответственно для $\xi^2 = 0, 1, 2$ при $(\hbar\omega/2\pi E_0)^{1/2} = 0.1$. Температурная зависимость времени жизни, связанная с испусканием акустического фонона, возникает из-за учета рассеянных волн на короткодействующем потенциале (второе слагаемое в (3)). Так как для разумных значений толщины параболической квантовой ямы ($d \approx 3 \cdot 10^3 \text{ \AA}$) $(\hbar\omega/E_d) \gg 1$, процессы однофононной рекомбинации в КЯ могут происходить более активно, чем в объемном материале. Для типичных значений ПКЯ GaAs-AlGaAs ($m = 0.06m_0$, $E_1 = 5 \text{ эВ}$, $v = 5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$, $E_c = 0.255 \text{ эВ}$) при $E = 0.02 \text{ эВ}$, $n_s = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $d = 3 \cdot 10^3 \text{ \AA}$, $\xi = 0$, $T = 20 \text{ К}$, $\tau_{ak} \approx 3.6 \cdot 10^{-11} \text{ с}$ ($\tau_{ak}^{(0)} = 0.6 \cdot 10^{-10} \text{ с}$). С ростом ξ^2 (если примесь расположена в центре КЯ, то это означает увеличение напряженности электрического поля) τ_{ak} увеличивается, поскольку минимум потенциальной энергии удаляется от точки расположения примеси и, следовательно, электрон-примесное взаимодействие уменьшается.

Аналогично можно вычислить время захвата носителя из нижней размерно-квантованной зоны проводимости в связанное состояние с излучением оптического фонона с энергией $\hbar\omega_0$:

$$\frac{1}{\tau_{0n}} = \frac{1}{\tau_{0n}^{(0)}} \frac{(3\pi - 8)}{2\pi} \left(\frac{\hbar\omega_0}{E_0} \right) \left(\frac{\hbar\omega}{E_d\beta\Delta} \right)^{1/2} F_0(\xi). \quad (8)$$

Здесь обозначено

$$\frac{1}{\tau_{0n}^{(0)}} = \frac{4\pi\sqrt{\pi}e^2C_0\beta\hbar n_s}{m} \sqrt{\beta\Delta} e^{-\beta\Delta},$$

$$F_0(\xi) = e^{-\xi^2} \frac{1}{|1 - V_0\tilde{G}_{\Delta/\hbar\omega}(z_0, z_0)|^2},$$

$$C_0^{-1} = \tilde{\varepsilon}_0^{-1} + \varepsilon_\infty^{-1}, \quad \Delta = \hbar\omega_0 - E \geq 0;$$

$\tilde{\varepsilon}_0$, ε_∞ — соответственно низкочастотная и высокочастотная проницаемости среды, $\tau_{0n}^{(0)}$ — время безызлучательного захвата зонного электрона в объемном материале [9]. Как непосредственно следует из (8), с ростом температуры $1/\tau_{0n}$ немонотонно зависит от T (рис. 2). Зависимость $F_0(\xi)$ от $\Delta/\hbar\omega$ при различных значениях ξ^2 ($\xi^2 = 0, 1, 2$ для кривых 1, 2, 3 соответственно), $(\hbar\omega/2\pi E_0)^{1/2} = 0.1$ приведена на рис. 3. Как следует из рисунка, τ_{0n} с ростом напряженности электрического поля (если примесь расположена в центре ПКЯ) растет, что связано с уменьшением электрон-примесного взаимодействия. При $\hbar\omega_0 = 0.02 \text{ эВ}$, $C_0 = 1.48 \cdot 10^{-2}$, $n_s = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\Delta = 0.01 \text{ эВ}$, $T = 20 \text{ К}$ ($d = 3 \cdot 10^3 \text{ \AA}$) $\tau_{0n} = 10^{-11} \text{ с}$ ($\tau_{0n}^{(0)} = 2.5 \cdot 10^{-11} \text{ с}$). Следовательно, время жизни, связанное с излучением оптического фонона в ПКЯ, может быть меньше, чем (при тех же условиях) в объемном материале. В отсутствие электрического поля ($F = 0$) величина ξ^2 определяется только положением примеси в ПКЯ (см. формулу (2)). Если примесь находится в центре КЯ ($\xi = 0$), то процессы

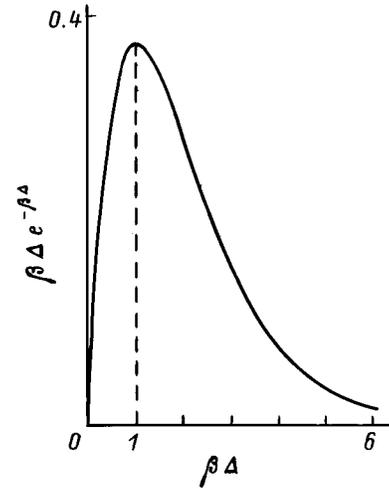


Рис. 2. Температурная зависимость обратного времени захвата носителя (в относительных единицах) в связанное состояние с излучением оптического фонона.

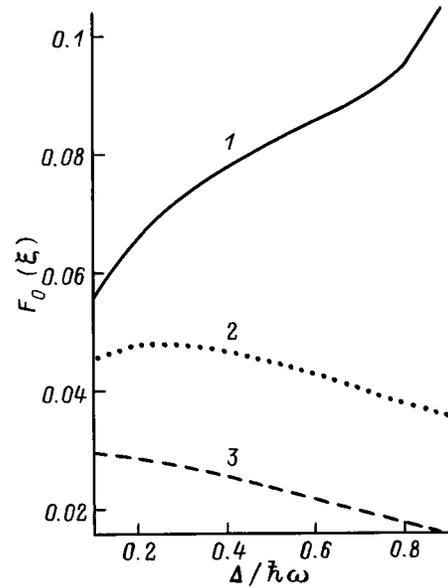


Рис. 3. Зависимость вероятности перехода электрона (в относительных единицах) в связанное состояние с излучением оптического фонона от расстройки $\Delta = \hbar\omega_0 - E$. 1, 2, 3 соответствуют $\xi^2 = 0, 1, 2$.

безызлучательной рекомбинации с излучением оптического фонона происходят более активно, чем в объемном материале. При удалении примеси от центра КЯ перекрытие волновых функций связанного состояния и непрерывного спектра уменьшается, что приводит к эффекту "затягивания" времени жизни (наличие в (7), (8) множителя $\exp(-\xi^2)$).

Если $E > \hbar\omega_0$, то процессы с излучением одного оптического фонона невозможны и реализуются только маловероятные двухквантовые процессы. Однако с ростом F энергия связанного состояния уменьшается (см. (2)) и,

начиная с некоторого F_{cr} , E может стать меньше $\hbar\omega_0$ и, следовательно, разрешаются однофононные процессы захвата. Такие электроиндуцированные одноквантовые процессы рекомбинации могут заметным образом влиять на кинетические свойства КЯ. Критические значения напряженности электрического поля F_{cr} определяется из естественного условия

$$\frac{\hbar\omega}{2}\xi^2 = E - \hbar\omega_0.$$

При $E = 0.025$ эВ, $\hbar\omega_0 = 0.02$ эВ, $d = 2 \cdot 10^3$ Å, $F_{cr} = 10^4$ В/см.

Список литературы

- [1] А.В. Чаплик. ФТП, **5**, 1900 (1971).
- [2] Э.П. Синявский, Е.Ю. Канаровский. ФТТ, **34**, 737 (1992).
- [3] А.А. Пахомов, К.В. Халипов, И.Н. Яснеевич. ФТП, **30**, 1387 (1996).
- [4] Э.П. Синявский, Е.Ю. Канаровский. ФТТ, **37**, 2639 (1995).
- [5] A.C. Gossard. Inst. Phys. Conf. Ser., ed. by E.H. Roderick (Bristol Inst. Phys., 1983) v. 69, p. 1.
- [6] S.M. Wang, G.Treideris, W.Q. Chen, T.G. Andersson. Appl. Phys. Lett., **62**, 61 (1993).
- [7] Ю.Н. Демков, В.Н. Островский. *Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике* (Л., 1975).
- [8] Е.Б. Гольдгур, Р.И. Рабинович. ЖЭТФ, **84**, 1109 (1983).
- [9] Э.П. Синявский, Е.Ю. Сафронов. ФТП, **24**, 1299 (1990).

Редактор Л.В. Шаронова

Nonradiative recombination onto shallow bound states in confined systems in electric field

E.P. Sinyavskii, A.M. Rusanov

Institute of Appld Physics,
Academy of Sciences of Moldova,
2028-MD, Kishinev, Moldova

Abstract A study has been made of the one-phonon recombination of carriers onto shallow impurity states in parabolic quantum wells in the longitudinal electric field, confined. It has been found that processes of the one-phonon recombination in confined systems occur in a more active way then in the bulk. Possibility of electrically induced one-quantum transitions in confined systems is being discussed.